doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2024.02.008

Crab脉冲星巨脉冲辐射等待时间分布的非稳态泊松模拟*

王 辉[1] 温志刚[2†] 王 娜[2] 王洪光[3] 陈建玲[1] 袁建平[2] 袁少南[2]
李 健[2] 吕成冰[3] 王金鹏[1] 闫文明[2] 托乎提努尔[4] 崔思然[1]

(1 运城学院物理与电子工程系 运城 044000)
(2 中国科学院新疆天文台 乌鲁木齐 830011)
(3 广州大学物理与电子工程学院 广州 510006)
(4 季华实验室 佛山 528200)

摘要 利用中国科学院新疆天文台南山观测站26 m射电望远镜, 在中心频率1556 MHz, 对Crab脉冲星(PSR B0531+21)进行了长达12.6 h的连续观测, 观测带宽为512 MHz, 时间分辨率为32 μs, 研究了巨脉冲辐射的等待时间分布特征. 观测共探测到2097个信噪比大于10的巨脉冲, 对应的流量密度大于100 Jy. 巨脉冲的爆发率表现为高度的间歇性, 在较短的时间内具有较高的爆发率, 在相对长的宁静期内巨脉冲的爆发率较低, 尤其是中间脉冲相位内的巨脉冲爆发. 相邻两个巨脉冲的等待时间分布表现为幂律分布特征, 可以用一个非稳态的泊松过程进行模拟, 这表明巨脉冲的爆发是一种独立的随机事件. 此外, 主脉冲和中间脉冲相位上的巨脉冲具有不同的等待时间分布特征, 这意味着脉冲星不同磁极的巨脉冲辐射机制可能是不同的. 这些观测结果对于理解脉冲星的射电辐射机制具有重要意义.

关键词 **脉冲星**: **个别**: Crab, **脉冲星**: **巨脉冲**, **方法**: **观测**, **方法**: **数据分析**

中图分类号: P145; **文献标识码**: A

1 引言

脉冲星是快速旋转的、高度磁化的中子星, 在它的磁极处产生电磁辐射束. 当脉冲星旋转时, 地球上的射电望远镜就会接收到周期性的单个脉冲辐射. 由于单脉冲辐射非常微弱, 因此大部分脉冲星的单脉冲很难被探测到. Staelin等人在1968年首次观测到来自于Crab脉冲星极强的单脉冲辐射, 后被称为巨脉冲(Giant pulse, GP)[1]. GP出现在所有射电频率上, 并只存在于主脉冲(Main pulse, MP)和中间脉冲(Interpulse, IP)相位内的辐射窗口中, 与MP相比IP窗口中出现的频率大约低一个数量级[2]. GP是宽带辐射、持续时间短、时间尺度只有几微秒, 结构时间尺度可达10 ns[3]. 脉冲流量超过平均脉冲的10倍以上, 能量遵循幂律分

2022-12-30收到原稿, 2023-03-10收到修改稿

*山西省高等学校科技创新项目(2021L480、2021L470), 运城学院博士启动项目(YQ-2021027), 新疆维吾尔自治区重大科技专项(2022A03013-1), 新疆维吾尔自治区青年拔尖人才-青年科技创新人才项目(2023TSYCCX0100), 2021年新疆维吾尔自治区天山英才项目, 中国科学院青年创新促进会(2023069)和运城学院大学生创新计划项目(20220940)资助

†wenzhigang@xao.ac.cn

布[4]. 关于GP起源的研究已经投入了大量的工作, 例如Mikhailovskii等[5]认为GP是非线性孤立子通过脉冲星磁层等离子体传播所产生的. Weatherall[6]认为强辐射是由含有高激发静电湍流的相对论等离子体产生的. Petrova[7]提出GP是由感应康普顿散射导致无线电发射频率的重新分布产生的. Istomin[8]认为GP是由脉冲星光速圆柱区域的磁力线的磁重联放电产生的. Lyutikov[9]提出GP是由在靠近光速圆柱的封闭磁力线上通过反常回旋共振产生的. 由于GP具有极短的爆发时标, Hankins等[3]认为GP起源于非热的相干辐射过程. 以上的模型预测都无法完全解释观测, 所以GP的辐射机制没有定论.

国内外研究团组已经对Crab脉冲星的GP开展了大量的观测研究[10]. 在较低观测频率, GP在传播的过程中会受到星际介质中等离子体的影响, 产生色散和散射效应, 脉冲出现明显展宽, 并且GP的能量表现出幂律分布特征[11–12]. Sallmen等[13]在射电波段对Crab脉冲星的GP进行了多波段观测, 探测到了29次GP爆发现象, 得到了GP的谱指数范围为−2.2到−4.9. Hankins等[3]在5.5 GHz频率上对Crab脉冲星的GP进行了观测, 发现GP包含多个持续时间在纳秒量级的子脉冲辐射结构, 这与Weatherall[14]提出的等离子体扰动模型相符合. GP的能量和脉冲宽度具有相关性, 持续时间越短的脉冲对应的爆发能量越强[4, 15]. Cordes等[16]对Crab脉冲星的GP进行了多波段的观测, 发现GP仅在MP和IP的相位处出现, 在其他轮廓成分相位处未探测到GP爆发, 在射电中高频率上, IP相位处的GP爆发逐渐占主导. Karuppusamy等[2]在MP和IP相位处同时探测到了GP辐射, 并且双GP的性质与单个出现的GP之间没有区别. 通过高分辨率观测, Jessner等[17]探测到了更加微弱的爆发现象, 发现位于MP和IP相位处的GP在轮廓形状和偏振特性方面存在巨大的差异, 这表明它们在磁层中的传播路径也是不同的.

等待时间分布(Waiting time distribution, WTD)在地球物理和天体物理学中有着广泛的应用[18–20]. 在脉冲星物理学中, 人们一致认为WTD表现出幂律长尾分布, WTD在过去十年中一直被用于GP[2]、模式变换[21–23]、脉冲消零[24]和快速射电爆[25]等研究. Lundgren等[26]发现Crab脉冲星GP的到达时间服从泊松统计, 与GP相邻的脉冲周期与任何其他脉冲周期具有相同的GP辐射概率. Karuppusamy等[2]得出Crab脉冲星中GP的到达时间也呈泊松分布, 这进一步表明GP活动的存在既不抑制也不增强辐射. 然而, 在实际观测结束时, 由于灵敏度降低, GP的到达时间最终呈现出长尾分布(威布尔分布). 据报道, 毫秒脉冲星B1957+20的GP可以用威布尔分布更好地描述, 并且可能与辐射模式的变化有关[27]. PSR J1326-6700模式变化时间尺度的内在分布也可以用威布尔分布很好地描述, 它在模式变换中具有一定程度的记忆效应[23]. 巨微脉冲的WTD也表明Vela脉冲星具有一定程度的记忆效应[28]. 以往的观测虽然探测到了大量的GP样本, 但是由于观测不连续, 所以无法统计GP的等待时间. 本文需要对巨脉冲的等待时间进行统计分析, 所以需要进行长时间的连续观测. 通过计算相邻两个GP之间的时间间隔(等待时间, WT), 可以获得可靠的统计数据, 这可以提供关于GP是作为独立事件发生还是由其他事件连接/触发的信息, 并进一步为GP辐射模型提供观测依据.

本文分析了Crab脉冲星1556 MHz频率GP的WTD, 并用非平稳泊松过程的统计模型进行拟合. 文中第2节介绍了观测和数据处理过程; 第3节和第4节分别对观测结果进行了详细分析和讨论; 第5节是论文研究的总结.

2 观测和数据处理

在2020年10月17日15:58:09 UT, 用南山26 m射电望远镜(Nanshan 26-m Radio Telescope, NSRT)对Crab脉冲星的单脉冲进行了长达12.6 h的连续观测. NSRT接收机由两个线偏振的正交馈源组成, 其中心频率为1556 MHz、带宽512 MHz, 其中约1/3带宽受到射频干扰(Radio Frequency Interference, RFI). 接收到的信号首先通过降频变换和放大, 接着被传递到基于ROACH2 (Reconfigurable Open Architecture Computing Hardware Generation 2)的数字多相滤波器组系统后端, 生成512个

频谱通道[28]. 然后系统以32 μs的有效采样时间、8-bit的精度对数据流进行采样, 为了方便后续线下处理, 采样数据以PSRFITS (Pulsar Flexible Image Transport System)格式保存[29].

在线下数据处理中, 首先对频率通道逐个进行统计分析, 搜索显著偏离正态分布的通道, 然后去除相对应的时间序列和频率通道中被RFI损坏的原始滤波器组数据. 在给定的时间样本中, 识别并删除比中值多3倍能量的通道. 使用已知色散量(Dispersion measure, DM) 56.8157 $\mathrm{pc\cdot cm^{-3}}$, 对去除射频干扰后的数据进行非相干消色散, 并将其压缩到一个频率频道. 大部分脉冲星的自转周期是非常稳定的, 偶尔会在短时间内加速, 这一现象被称为周期跃变(Glitch)[30], Crab脉冲星是一颗年轻的脉冲星, 其旋转速率会发生Glitch[31]. 因此, 利用脉冲星计时包TEMPO2对Crab脉冲星到达NSRT的时间进行长期监测[32]. 随后, 利用星历表确定多项式系数, 将数据按照预测的周期进行单脉冲折叠. 在整个周期内, 脉冲轮廓由1024个相位bin构成. 对脉冲星进行12.6 h的连续观测, 涵盖了10^6个单脉冲. 对数据进行搜索, 寻找信噪比(Signal-to-Noise ratio, S/N)阈值高于10的候选体. 对所选脉冲的子集进行可视化分析, 确认所有窄带RFI都被移除.

在对脉冲星观测的12.6 h中, 共探测到2097个信噪比大于10的GP, 平均每21.63 s探测到1个GP, 或每640个自转周期中探测到1个GP. 如上文所述, GP只发生在脉冲星旋转的MP或IP相位内[3]. 图1中显示了两个GP示例, 其中脉冲分别在MP (左)和IP (右)辐射相位中被检测到.

从图1可以看出, 频率相位图像中未显示拖尾, 这证实了DM的值是正确的. 由于没有进行基于噪声发生器的绝对流量测量, 因此利用辐射计方程估算各GP的流量密度[33], 方程如下:

$$S = \frac{(\mathrm{S/N})S_{\mathrm{sys}}}{\sqrt{n_{\mathrm{p}}t_{\mathrm{int}}\Delta\nu}}\,, \tag{1}$$

其中S/N为信噪比, $S_{\mathrm{sys}} = S_{\mathrm{syso}} + S_{\mathrm{CN}}$为总系统等效流量密度(System Equivalent Flux Density, SEFD), $S_{\mathrm{syso}} = 200$ Jy是天空背景辐射情况下的SEFD, $S_{\mathrm{CN}} = 955\nu^{-0.27}$ (ν是以GHz为单位的频率)是蟹状星云主导的SEFD[34], $n_{\mathrm{p}} = 2$为总的偏振数目, $t_{\mathrm{int}} = 32$ μs为采样时间, $\Delta\nu = 342$ MHz为有效观测带宽. 我们的探测阈值对应于通量密度为100 Jy.

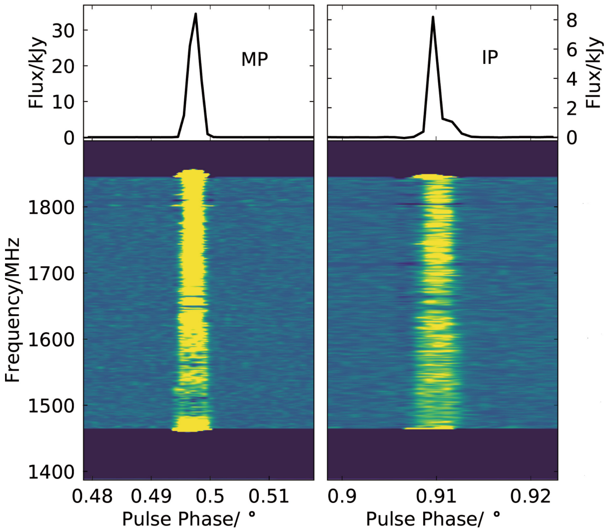

图 1　分别在MP (左)和IP (右)辐射窗口内探测到消色散后的巨脉冲动态谱和频率叠加后的时间序列图

Fig. 1　Dedispersed dynamic spectra and frequency averaged time series of two GPs detected in the MP (left) and IP (right) phases, respectively

图2显示了探测到的GP相位叠加在脉冲星射电辐射流量的直方图. 图中灰色表示Crab脉冲星的射电积分轮廓. 该图清晰表明, 本观测所获得的GP广泛分布于积分轮廓所定义的辐射窗口内. 然而, 前人的多项观测研究发现Crab脉冲星的GP位于积分轮廓的相位前沿[2, 35–36]. 最近Bera等[37]利用15 m射电望远镜在1330 MHz对Crab脉冲星观测了约260 h, 发现GP的轮廓形状具有多种结构特征. 有些GP有单个辐射成分, 有些GP表现出多个复杂的辐射成分. 而且GP出现的相位也是随机的, GP位于积分轮廓的相位前沿、中间和后沿, 没有表现出任何规律性. 从图2看出, 共有1960个GP位于辐射的MP窗口内, 平均每23.1 s有1个, 而只有136个GP位于IP窗口内, 平均每332.5 s探测到1个. GP搜寻通常采用的是阈值算法, 即寻找信噪比高于某个阈值的候选体.

Karuppusamy等[2]利用Westerbork综合孔径射电望远镜对Crab脉冲星的GP进行观测研究, 采用信噪比阈值大于7来搜寻GP, 共探测到12959个GP爆发, 其中有11384个GP在MP相位处被探测到, 1370个GP在IP处被探测到. Bera等[37]利用15 m射电望远镜在1330 MHz对Crab脉冲星的GP进行了搜寻, 采用信噪比阈值10, 共探测到1799个GP爆发现象, GP的能量服从幂律谱分布特征, 谱指数约为−3. 正常脉冲和GP辐射具有不同的能量分布特征, GP的能量分布严格遵从幂律分布[38–39], 然而正常脉冲的能量分布服从对数正态分布[28, 40]. 正常脉冲和GP能量分布不同可能是由它们辐射的物理机制不同导致的. 为了验证GP搜寻方法, 保证搜寻结果不会对后续的科学结论产生影响, 我们计算了所有探测到的GP的能量. 图3展示的是探测到的2097个GP能量统计分布图. GP能量严格服从幂律谱分布, 谱指数为-3.5 ± 0.2 (图3中直线), 而正常脉冲能量服从对数正态分布, 二者有本质上的区别. 因此采用信噪比阈值高于10搜寻GP的方法是可行的, 不会对后续的科学结论产生影响.

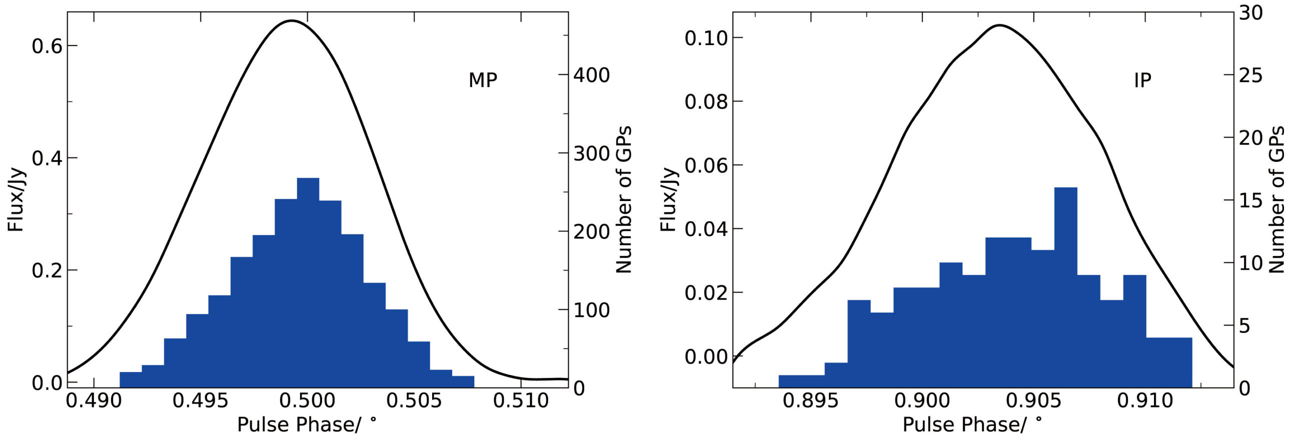

图 2 探测到的GP在MP (左)和IP (右)窗口内的相位直方图

Fig. 2 Histograms showing the phase distributions of the detected GPs in the main pulse (left) and interpulse (right) emission windows

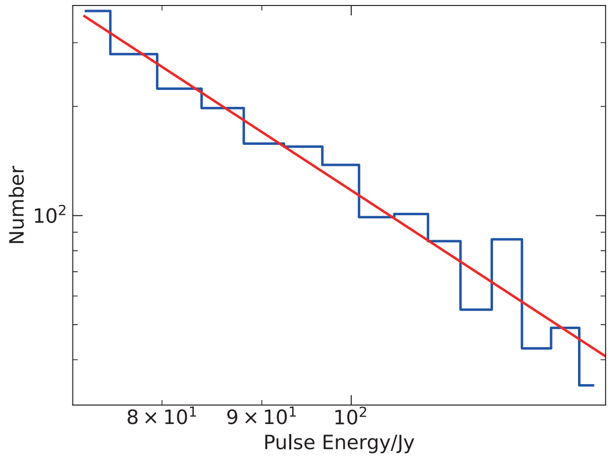

图 3 2097个GP的脉冲能量统计分布

Fig. 3 Statistical distribution of the pulse energies for the 2097 giant pulses

3 结果

3.1 非稳态的泊松过程

研究表明, GP的辐射机制是在具有时空尺度不变性的自组织临界状态(selforganized criticality, SOC)下产生的[41]. 在通常情况下, 认为GP是独立随机发生的事件, 并遵循具有指数WTD的标准泊松过程:

$$P(\Delta t) = \lambda \mathrm{e}^{-\lambda \Delta t}\,, \tag{2}$$

其中t代表观测时长, Δt代表连续GP的WT, λ为GP的爆发率. 图4显示了5 min内GP的平均爆发率的时间演变, 表明GP爆发率$\lambda(t)$随时间变化. GP在MP相位和IP相位时间分布分别显示在中图和下图, GP的爆发率为平均每5 min一次. 平滑滤波后

的分布用蓝色实心曲线表示, 顶部区域的红圈标记了GP生成时对应的事件时间.

得到的时间依赖或非平稳泊松过程给出WTD为

$$P(t,\Delta t)=\frac{\int_0^T\lambda(t)^2\mathrm{e}^{-\lambda(t)\Delta t}\mathrm{d}t}{\int_0^T\lambda(t)\mathrm{d}t}\,,\tag{3}$$

其中观测时间间隔为[0, T], 如果$t>T$, 则出现率$\lambda(T)=0$. 表达式简化为

$$P(\Delta t)=\frac{\int_0^\infty f(\lambda)\lambda^2\mathrm{e}^{-\lambda\Delta t}\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty\lambda f(\lambda)\mathrm{d}\lambda}\,,\tag{4}$$

定义$f(\lambda)\mathrm{d}\lambda=\mathrm{d}t/T$, 即$f(\lambda)$表示GP爆发率的时间分布. 在观测时间区间[0, T]内, 平均爆发率为$\bar\lambda=\int_0^\infty\lambda f(\lambda)\mathrm{d}\lambda$. 时变泊松过程的WTD (4)式仅依赖于GP爆发率$f(\lambda)$的时间分布, GP的爆发率分布与太阳耀斑的分布现象相似[19]. 如图4所示, 可以清楚地看到以瞬间涨落为特征的高间歇性, 这反映了GP可能以聚集的形式出现. 特别是对于IP阶段的GP (GPs in the IP window, GIP), 聚集效应比与MP辐射相关的GP (GPs in the MP window, GMP)更为显著. GIP的辐射在低波峰率(λ)的时间间隔内非常活跃, 根据Wheatland[42]的工作, 这种聚集现象表明GP爆发率$f(\lambda)$的时间分布可能遵循一个指数函数. 所观察到的分布可近似为

$$f(\lambda)=A\lambda^{-\alpha}\mathrm{e}^{-\beta\lambda}\,,\tag{5}$$

其中A是归一化项, α和β是自由参数. 将(5)式代入(4)式中, 得到WTD的解析表达式为

$$P(\Delta t)=A\frac{\Gamma(3-\alpha)}{\bar\lambda}(\beta+\Delta t)^{\alpha-3}\,,\tag{6}$$

其中$\beta=[\Gamma(2-\alpha)/\bar\lambda]^{1/(2-\alpha)}$和$0\leqslant\alpha<2$, Γ为γ函数. 根据Guidorzi等[43]的工作, (6)式可以化简为

$$P(\Delta t)=(2-\alpha)\beta^{2-\alpha}(\beta+\Delta t)^{\alpha-3}\,,\tag{7}$$

其中α决定了聚集程度, β表征了WTD中断的WT. 对于非常大的WT ($\Delta t\gg\beta$), 它接近幂律极限, β为$3-\alpha$.

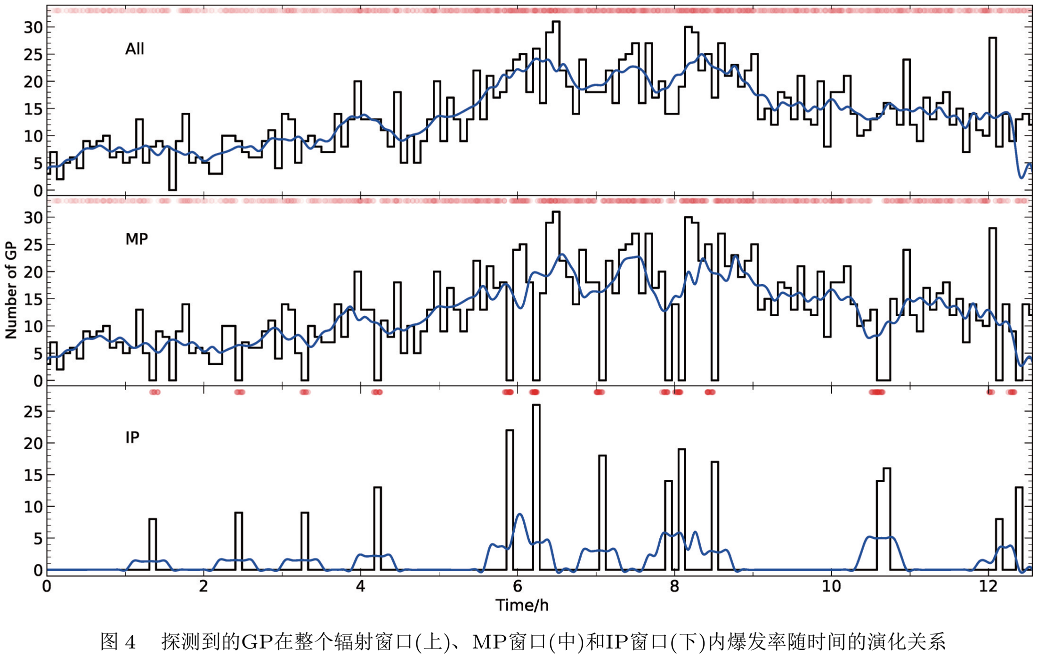

图 4 探测到的GP在整个辐射窗口(上)、MP窗口(中)和IP窗口(下)内爆发率随时间的演化关系

Fig. 4 The temporal evolution of burst rate for detected GP in the whole emission window (upper), main pulse window (middle) and interpulse window (lower)

3.2 GP的WTD

将Crab脉冲星探测到的GP的WTD如图5所示, 图中为对数坐标. 对巨脉冲的WT进行统计分析, 横坐标的间隔为100, 该统计分布中WT较长的数量比较少. 应用非平稳泊松分布的模型((7)式)对其进行最优拟合, 拟合曲线呈幂律长尾. 在低计数的情况下, 使用简单的卡方χ^2最小化拟合每个bin中收集的计数, 其结果与预期分布不符, 取而代之的是可以采用贝叶斯马尔可夫链蒙特卡罗(Markov Chain Monte Carlo)算法. 值得注意的是, 对于大的WT, 模型与观测结果之间存在偏差, 这可能是由于大样本具有高统计灵敏度造成的. 对于长WT的差异, 特别是对于低爆发率, 也可能是由于观测确定的分布偏离非平稳泊松模型.

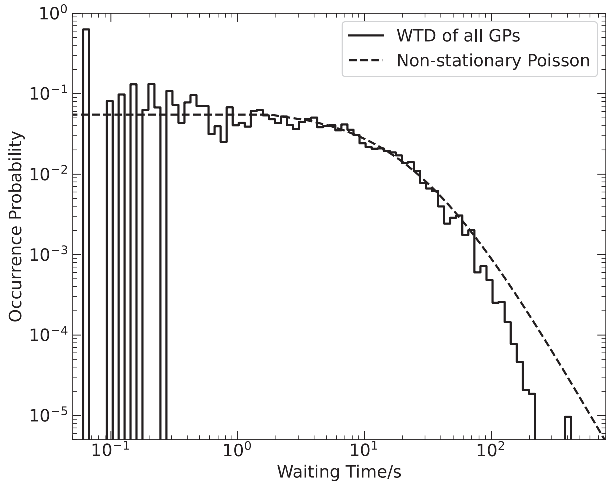

图 5 来自Crab脉冲星GP的WTD图和利用非稳态泊松过程的最佳拟合结果

Fig. 5 The WTD of all GPs detected from the Crab pulsar with the corresponding best-fit model of a non-stationary Poisson process

分别计算连续GMP和GIP之间的WT, GMP和GIP的WTD比较见图6. 在GMP和GIP之间可以识别出非常不同的WTD分布, 并且两者都显示出幂律长尾. 除了GIP的幂律指数明显较平坦外, GP和GMP均可以进行指数拟合. 考虑到不同类型的GP, 这是值得注意的. 两种WTD均拟合为非平稳泊松分布((7)式). 表1给出了所有WTD的最佳拟合参数. 估计的指数α和β差异较大, 这表明IP和MP相的GP可能来自不同的辐射机制.

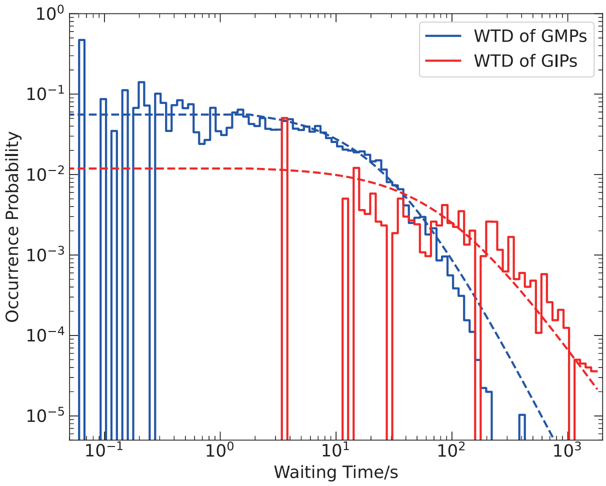

图 6 GP分别在MP和IP辐射窗口内的WTD图和对应的最佳拟合结果

Fig. 6 WTDs of GPs at the MP and IP phases with the corresponding best-fit models of a non-stationary Poisson process

表 1 利用(7)式对不同WTD进行拟合的最佳参数

Table 1 Best-fit parameters obtained for different WTDs by using the model in Eq. (7)

Sample	Size	α	β
GPs (all)	2096	$0.20^{+0.09}_{-0.09}$	$27.39^{+1.97}_{-1.98}$
GPs (MP)	1960	$0.18^{+0.09}_{-0.09}$	$27.29^{+1.95}_{-1.94}$
GPs (IP)	136	$0.94^{+0.10}_{-0.10}$	$84.45^{+1.98}_{-1.97}$

4 讨论

本文研究了Crab脉冲星12.6 h内探测到GP的WTD, 采用非平稳泊松过程对观测数据进行了贝叶斯统计分析, 发现与观测到的WTD是一致的, 结果表明GP是独立的随机事件. GP的爆发率在一定程度上反映了能量的释放速率. 一般认为脉冲星主要以磁偶极辐射的形式损失能量, 这导致其旋转速度相应减慢, 这可能是由于固定涡度突变释放产生的[44]. 由于超流体外核和地壳之间的角动量交换可以改变脉冲星的磁层. 因此GP也可能与脉冲星磁层中的随机动力学过程有关. Palfreyman等[45]发现, 在船帆座脉冲星发生小的周期跃变后, GP爆发率也相应增加. 此外, 在PSR J0742-2822中显示辐

射的模式变换与Glitch之间也存在联系[46]. Crab脉冲星的Glitch是非常活跃的[47], 进行长期监测非常有必要, 这样就可以揭示GP的爆发率与Glitch的联系.

观测结果确定WTD与SOC[41]的解释并不矛盾, 并且与GP的非平稳模型一致. 当爆发率变化时, 可以再现观测到的WTD的定性特征. 另一种解释是间歇性等离子体湍流驱动Crab脉冲星的GP. 然而到目前为止, 还没有理论模型能够正确预测WTD.

本研究分别考虑了GMP和GIP的WT, 并给出了不同的分布. GIP比GMP更具有聚集性. 一般来说, MP和IP辐射被认为是来自星体的两个磁极. 如果辐射区域的物理条件相似, 那么在MP和IP中活跃的射电辐射机制就是相同的. 观测确定的GMP和GIP的WTD有显著差异, 这表明在相反的磁极上GP的辐射机制是不同的.

此外, 通过对Crab脉冲星[48]中个别GP的高时间分辨率观测, 发现GIP的特征在时域和频域上都与GMP的特征有明显不同. GMP偶尔可以分解为短暂的和相对窄带的爆发, 这一现象是由强等离子体湍流中的孤子坍缩产生的. 射电发射区的等离子体流动是动态的. GIP的特征是相对狭窄、微秒级的发射带. 这些按比例间隔的波段几乎同时开始, 偶尔在频率上有轻微的上升. 因为每个模型都预测了在等离子体频率下有规则间隔的窄带辐射, 所以已知的脉冲星射电辐射模型难以解释IP的高动态频谱. 参考太阳耀斑的物理特性, 可以应用共振回旋辐射和几何效应这两类模型来解释GIP的剧烈动态谱[48]. 根据共振回旋辐射模型[49], 在脉冲星高纬度区域, GIP是由靠近光柱的高能粒子在磁场中受力加速产生的. 对几何效应模型, 辐射光束被相干地分裂并与自身干涉, 从而产生干涉条纹[48]. GIP和GMP之间的显著差异表明它们在脉冲星磁层内的发射机制或传播效应可能不同. 由于GP在更高频率的IP相位更加常见, 所以为了揭示GP的物理辐射机制, 需要在更高频率、更大带宽和更短时间分辨率条件下观测.

WT的统计性质对于理解脉冲星磁层的物理性质非常有用, 在少数具有大磁场值的高能脉冲星中已经看到了GP辐射[50–51]. 对它们进行长期连续的监测, 可以发现它们具有相同或不同的分布.

5 结论

本文研究了Crab脉冲星GP的WT统计. 我们对Crab脉冲星进行了长时间连续观测, GMP和GIP的WTD都具有聚集特征, 且符合非平稳泊松过程, 其中GIP的爆发率具有高度波动性. GMP和GIP的WTD之间存在明显差异, 这表明它们可能源于不同的物理辐射机制.

参考文献

[1] Staelin D H, Reifenstein E C. Science, 1968, 162: 1481
[2] Karuppusamy R, Stappers B W, van Straten W. A&A, 2010, 515: A36
[3] Hankins T H, Kern J S, Weatherall J C, et al. Nature, 2003, 422: 141
[4] Popov M V, Stappers B. A&A, 2007, 470: 1003
[5] Mikhailovskii A B, Onishchenko O G, Smolyakov A I. SvAL, 1985, 11: 78
[6] Weatherall J C. ApJ, 2001, 559: 196
[7] Petrova S A. A&A, 2004, 424: 227
[8] Istomin Y N. Young Neutron Stars and Their Environments. San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2004, 218: 369
[9] Lyutikov M. MNRAS, 2007, 381: 1190
[10] 吴理歌, 闫振, 沈志强, 等. 天文学进展, 2015, 33: 3
[11] Heiles C, Campbell D B, Rankin J M. Nature, 1970, 226: 529
[12] Gower J F R, Argyle E. ApJ, 1972, 171: L23
[13] Sallmen S, Backer D C, Hankins T H, et al. ApJ, 1999, 517: 460
[14] Weatherall J C. ApJ, 1998, 506: 341
[15] Eilek J A, Arendt J P N, Hankins T H, et al. Neutron Stars Pulsars and Supernova Remnants. Garching bei München: Max-Plank-Institut für extraterrestrische Physik, 2002, 278: 249
[16] Cordes J M, Bhat N D R, Hankins T H, et al. ApJ, 2004, 612: 375
[17] Jessner A, Popov M V, Kondratiev V I, et al. A&A, 2010, 524: A60
[18] Lepreti F, Carbone V, Veltri P. ApJL, 2001, 555: L133
[19] Aschwanden M J, McTiernan J M. ApJ, 2010, 717: 683
[20] Wang F Y, Dai Z G. NatPh, 2013, 9: 465
[21] Chen J L, Wang H G, Wang N, et al. ApJ, 2011, 741: 48
[22] Wen Z G, Wang N, Yan W M, et al. Ap&SS, 2016, 361: 261
[23] Wen Z G, Yan W M, Yuan J P, et al. ApJ, 2020, 904: 72
[24] Wen Z G, Wang N, Yan W M, et al. A&A, 2016, 592: A127

[25] Cruces M, Spitler L G, Scholz P, et al. MNRAS, 2021, 500: 448
[26] Lundgren S C, Cordes J M, Ulmer M, et al. ApJ, 1995, 453: 433
[27] Mahajan N, Kerkwijk M H, Main R, et al. ApJL, 2018, 867: L2
[28] Chen J L, Wen Z G, Hao L F, et al. ApJ, 2020, 899: 118
[29] Hotan A W, van Straten W, Manchester R N. PASA, 2004, 21: 302
[30] Rees M J, Trimble V L. Nature, 1971, 229: 395
[31] Lyne A G, Pritchard R S, Graham Smith F. MNRAS, 1993, 265: 1003
[32] Hobbs G B, Edwards R T, Manchester R N. MNRAS, 2006, 369: 655
[33] Dicke R H. RScI, 1946, 17: 268
[34] Bietenholz M F, Kassim N, Frail D A, et al. ApJ, 1997, 490: 291
[35] Voute J L L, Kouwenhoven M L A, van Haren P C, et al. A&A, 2002, 385: 733
[36] 吴鑫基, 乔国俊, 徐仁新. 脉冲星物理. 北京: 北京大学出版社, 2018: 142-151
[37] Bera A, Chengalur J N. MNRAS, 2019, 490: L12
[38] Cognard I, Shrauner J A, Taylor J H, et al. ApJ, 1996, 457: L81
[39] Romani R W, Johnston S. ApJ, 2001, 557: L93
[40] Wen Z G, Yuen R, Wang N, et al. ApJ, 2021, 918: 57
[41] Aschwanden M J. ApJ, 2014, 782: 54
[42] Wheatland M S. ApJL, 2000, 536: L109
[43] Guidorzi C, Dichiara S, Frontera F, et al. ApJ, 2015, 801: 57
[44] Anderson P W, Itoh N. Nature, 1975, 256: 25
[45] Palfreyman J L, Dickey J M, Ellingsen S P, et al. ApJ, 2016, 820: 64
[46] Keith M J, Shannon R M, Johnston S. MNRAS, 2013, 432: 3080
[47] Lyne A G, Jordan C A, Graham-Smitch F, et al. MNRAS, 2015, 446: 857
[48] Eilek J A, Hankins T H. JPlPh, 2016, 82: 635820302
[49] Kazbegi A Z, Machabeli G Z, Melikidze G I. MNRAS, 1991, 253: 377
[50] 麦麦提艾力·米吉提, 温志刚, 王娜, 等. 天文学报, 2021, 62: 1
[51] MIJIT Mamatali, WEN Zhi-gang, WANG Na, et al. ChA&A, 2021, 45: 172

Waiting Time Distribution of Giant Pulses from the Crab Pulsar Modeled with a Non-stationary Poisson Process

WANG Hui[1] WEN Zhi-gang[2] WANG Na[2] WANG Hong-guang[3] CHEN Jian-ling[1]
YUAN Jian-ping[2] YUEN Rai[2] LI Jian[2] LYU Cheng-bing[3] WANG Jin-peng[1]
YAN Wen-ming[2] TOKTONUR Ergesh[4] CUI Si-ran[1]

(1 Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng 044000)
(2 Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011)
(3 School of Physics and Electronic Engineering, Guangzhou University, Guangzhou 510006)
(4 Jihua Laboratory, Foshan 528200)

Abstract We study the waiting time distribution of giant pulses from the Crab pulsar observed with the Nanshan 26-m radio telescope at a center frequency of 1556 MHz with 512 MHz bandwidth. The observations were performed over a duration of 12.6 hours with 32 μs sampling interval. Our analysis has led to the detection of 2097 giant pulses above a threshold of 10 σ, with flux density $>$ 100 Jy. The occurrence rate of giant pulses is characterized by a highly intermittent giant pulse productivity in short clusters with high rates, separated by relatively long quiescent intervals with low occurrence rates, especially for the giant pulses associated with the interpulse emission. The distribution of waiting times between two subsequent giant pulses displays a power-law tail and can be modeled with a non-stationary Poisson process, which indicates that giant pulses are independent and random events. Distinct waiting time distributions between giant pulses in the main pulse and interpulse phases are presented, which implies that the giant pulse emission mechanisms maybe different in the opposite magnetic poles. The ramification for our understanding of the radio emission mechanisms is discussed.

Key words pulsars: individual: Crab, pulsars: giant pulse, methods: observational, methods: data analysis